

schräg zur Metalloberfläche verlaufende Versetzungen in einer Kleinwinkelkorngrenze, die mit Elektrolyt B auf Siliciumeisen mit Gosstextur elektrolytisch angeätzt wurde. Die Korngrenze zwischen den einzelnen Kristalliten ist für eine Beobachtung im Auflicht-Phasenkontrast zu stark angeätzt.

Es stehen also zwei Gruppen von Elektrolyten zur Verfügung, mit denen man Versetzungen auf Siliciumeisen elektrolytisch ätzen kann:

1.  $\text{CrO}_3$ -haltige Lösungen, wo durch  $\text{CrO}_3$  die Oberflächen passiert werden und beim Einschalten von 3 bis 5 Volt unter Sauerstoffentwicklung Stromdichten von rund  $20 \text{ mA/cm}^2$  auftreten und

2.  $\text{CrO}_3$ -freie Lösungen mit  $\text{SO}_4^{--}$ - oder  $\text{PO}_4^{---}$ -Ionen, bei denen anfänglich eine hohe Stromdichte ( $> 200 \text{ mA/cm}^2$ ) nötig ist, um außerhalb der Spannungshöfe der Versetzungen den passiven Zustand zu erreichen, und dann eine geringere Stromdichte zur Passivitätserhaltung und Sauerstoffentwicklung ( $20 \text{ mA/cm}^2$ ).

Bei beiden Verfahren findet die Ätzung von Versetzungen im passiven Zustand bei gleichzeitiger Sauer-

stoffentwicklung statt. Es ist durchaus denkbar, daß der an den Versetzungen angereicherte Kohlenstoff, der bei  $\text{FeSi}$  zur Ätzbarkeit der Versetzungen nötig zu sein scheint<sup>11</sup>, die gleiche Rolle spielt wie  $\text{Cl}^-$ -Ionen, die vermutlich die Deckschicht so stark stören, daß über Korngrenzen und Versetzungen die  $\text{Fe}^{++}$ -Ionen durch sie hindurchwandern können<sup>12</sup>. Eine Aktivierung an diesen Stellen mit völliger Schichtzerstörung wird wohl nicht möglich sein, weil aktive Stellen auf der passiven Oberfläche nicht stabil sind<sup>12, 13</sup>.

Bei Verwendung eines stabilisierten Netzgerätes<sup>14</sup> ließ sich die stationäre Strom-Klemmspannungs-Kurve im Poliermikroskop und in der Apparatur mit rotierender Anode<sup>11</sup> aufnehmen. Sie verläuft beim Elektrolyten A (Abb. 2) ähnlich wie die stationäre Stromdichte-Spannungs-Kurve in potentiostatischer Schaltung von Fe in  $1 \text{ n} \cdot \text{H}_2\text{SO}_4$ <sup>13, 15</sup>.

Bei unseren Versuchen waren in der Nähe von C günstige Arbeitsbedingungen zum Polieren (P) während zwischen E und F eine kontrastreiche Ätzung von Versetzungen stattfand.

<sup>11</sup> Vgl. J. C. SUITS u. J. R. LOW JR., l. c. 2.

<sup>12</sup> Vgl. K. G. WEIL u. D. MENZEL, Z. Elektrochem. **63**, 669 [1959].

<sup>13</sup> Vgl. U. F. FRANCK, Werkstoffe und Korrosion **9**, 504 [1958].

<sup>14</sup> Das Netzgerät ist vom Typ AS 757 der Solartron Elektronik GmbH und liefert 0 bis 50 Volt stabilisierte Gleichspannung, Maximalstrom 1 A.

<sup>15</sup> Vgl. U. F. FRANCK, Habilitationsschrift, Göttingen 1954.

## Streuung von Galliumatomen in verschiedenen Zeeman-Zuständen

Von K. BERKLING, CH. SCHLIER und P. TOSCHEK

Physikalisches Institut der Universität Bonn

(Z. Naturforschg. **15 a**, 838–839 [1960]; eingegangen am 4. August 1960)

Vor einigen Jahren wies RAMSAY<sup>1</sup> darauf hin, daß der totale Streuquerschnitt von Atomen von ihrer gegenseitigen Orientierung abhängen sollte. Ein Atomstrahl, der durch eine Streukammer geschickt wird, sollte daher nicht nur abgeschwächt sondern auch teilweise ausgerichtet werden (*collision alignment*). Dabei ist es notwendig, daß die Strahlátome eine Drehimpulsquantenzahl  $J \geq 1$  haben.

Anstatt in einem durch Streuung geschwächten Atomstrahl nach der Ausrichtung zu suchen, kann man auch die Streuquerschnitte der Atome in den einzelnen ZEE-MAN-Zuständen bestimmen. Wir haben ein solches Experiment und zugehörige Rechnungen für die Kombination Gallium–Edelgas durchgeführt und die Differenz der totalen Querschnitte für die beiden Terme  $m_J = +\frac{3}{2}$  und  $m_J = +\frac{1}{2}$  des thermisch angeregten Zustandes  $^2\text{P}_{3/2}$  gemessen. Diese Zustände werden im folgenden mit 33 und 31 bezeichnet.

Um systematische Fehler auszuschließen, bleibt die Geometrie der Anordnung von Spalten, Geschwindigkeitsselektor, STERN–GERLACH-Magnet, Streukammer und LANGMUIR–TAYLOR-Detektor während eines Versuchs ungeändert. Lediglich durch Umschalten des Magnetstroms werden die Zustände 33 und 31 abwechselnd durch das Spaltsystem durchgelassen. Der Detektorstrom wird in

eine Impulsfolge verwandelt und diese in Zählern aufsummiert, die gleichsinnig mit dem Magneten umgeschaltet werden.

Um definierte Verhältnisse zu haben, ist die Streukammer in einem homogenen Magnetfeld angebracht, das quer zum Strahl gerichtet ist. Der 33- und 31-Strahl sind also *transversal* polarisiert.

Gemessen wurde das Intensitätsverhältnis  $I_{31}/I_{33}$  für verschiedene Abschwächungen  $I/I_0$  des Atomstrahls. Die Meßpunkte sind in Abb. 1 und 2 dargestellt. Für die Abschwächung  $I/I_0 = 1/e$  ist direkt  $I_{31}/I_{33} = (\sigma_{31} - \sigma_{33})/\sigma$ . Die durch Mittelung erhaltenen Werte sind:

$$\text{Ga-Xe} \quad (\sigma_{31} - \sigma_{33})/\sigma = (82 \pm 6) \cdot 10^{-4},$$

$$\text{Ga-Ar} \quad (\sigma_{31} - \sigma_{33})/\sigma = (65 \pm 5) \cdot 10^{-4},$$

$$\text{Ga-He} \quad (\sigma_{31} - \sigma_{33})/\sigma = (37 \pm 10) \cdot 10^{-4}.$$

Diese Werte sind *effektive* Querschnitte, die mit den wirklichen Querschnitten für transversale Polarisation nur unter der Voraussetzung übereinstimmen, daß die Stoßrichtung jedes Stoßes gleich der Strahlrichtung ist. Dazu muß die Strahlgeschwindigkeit groß gegen die mittlere Geschwindigkeit der Streugasmoleküle sein, was für Xe gut, für Ar einigermaßen, für He jedoch gar nicht erfüllt ist. Der He-Wert sinkt daher auch, wie zu erwarten, ab.

Eine Berechnung des Effektes war bisher nur mit folgenden Approximationen möglich:

1. Nur das (winkelabhängige) VAN DER WAALS-Potential zwischen den Atomen wird berücksichtigt.

<sup>1</sup> N. F. RAMSAY, Phys. Rev. **98**, 1853 L [1955].



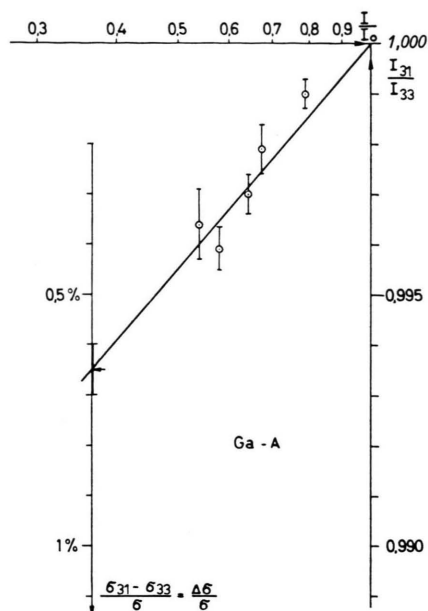


Abb. 1.

Abb. 1 und 2. Intensitätsverhältnis nach der Streuung von Ga-Strahlen im Quantenzustand  $J=3/2$ ,  $m_J=3/2$  („33“) und  $m_J=1/2$  („31“), aufgetragen gegen die Gesamtab schwächung des Strahls. Links ist eine weitere Skala angebracht, an der direkt  $\Delta\sigma/\sigma$  abgelesen werden kann.

2. Die darin vorhandenen Matrixelemente werden nach BATES und DAMGAARD<sup>2</sup> berechnet, Summen über Matrixelemente werden nach 3 Gliedern abgebrochen.

3. Der Streuquerschnitt wird aus der Näherung von SCHIFF<sup>3</sup> berechnet.

Aus 1. und 3. folgt für  $(\sigma_{31} - \sigma_{33})/\sigma$  ein möglicher Bereich von  $50 \cdot 10^{-4}$  bis  $500 \cdot 10^{-4}$ , innerhalb dieses Bereiches hängt der Wert von den Matrixelementen des Ga ab. Mit der Näherung 2. ergibt sich für Ga-Xe ein Wert von  $(\sigma_{31} - \sigma_{33})/\sigma = 126 \cdot 10^{-4}$ . Über die Güte der

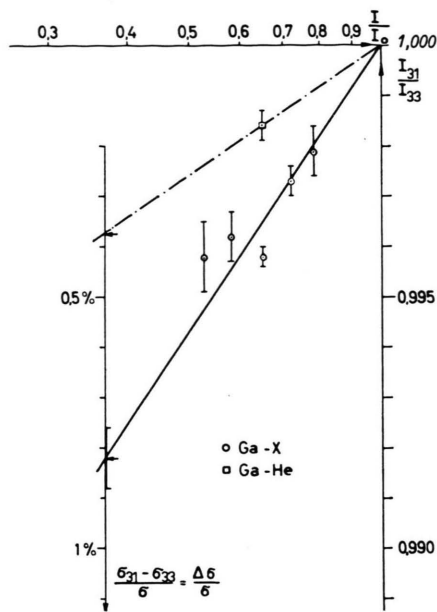


Abb. 2.

Approximationen kann vorläufig keine Aussage gemacht werden, doch erscheint die Übereinstimmung mit der Messung befriedigend.

Die niedrigen Werte für die Differenz der Streuquerschnitte lassen es zumindest für das Gallium aussichtslos erscheinen, eine nutzbare Ausrichtung eines Atomstrahls allein durch Streuung zu erzeugen.

Ein ausführlicher Bericht folgt später.

Herrn Professor W. PAUL möchten wir herzlich für seine Unterstützung dieser Arbeit danken.

<sup>2</sup> I. BATES u. A. DAMGAARD, Phil. Trans. Roy. Soc., Lond. A **242**, 101 [1950].

<sup>3</sup> L. I. SCHIFF, Phys. Rev. **103**, 443 [1956].

## Massenspektrometrischer Ionennachweis mit dem Ionenwandler-Detektor

Von E. SCHÖNHEIT

I. Physikalisches Institut der Freien Universität Berlin  
(Z. Naturforsch. **15 a**, 839—841 [1960]; eingegangen am 5. August 1960)

Zum Ionennachweis bei massenspektrometrischen Untersuchungen der Photoionisation von Wasserstoff<sup>1</sup> wurde mit gutem Erfolg ein Szintillations-Detektor verwendet, der im wesentlichen einer früher beschriebenen Anordnung<sup>2</sup> entsprach. Eine Eichung ergab für die drei Ionenarten  $H^+$ ,  $H_2^+$  und  $H_3^+$  als Verstärkungsfaktor  $V = J_A/J^+$  ( $J_A$  Anodenstrom des Sekundärelektronen-Vervielfachers,  $J^+$  Ionenstrom) innerhalb des Meßfehlers

von  $\pm 3\%$  den gleichen Wert  $1,68 \cdot 10^6$ . Die mittleren Schwankungen des Nullpunktes der Anordnung entsprachen bei gekühltem Multiplier und einer Zeitkonstanten von 1 sec Ionenstromschwankungen von  $\pm 2 \cdot 10^{-19}$  A, so daß die Meßgenauigkeit der für die Messung noch in Frage kommenden extrem kleinen Ströme hauptsächlich durch ihre statistischen Schwankungen gegeben war. Bei einer Meßdauer von 10 sec konnten in dieser Weise Ionenströme von  $2 \cdot 10^{-18}$  A auf  $\pm 10\%$  genau gemessen werden, während die Nachweisgrenze bei  $1 \cdot 10^{-19}$  A lag.

Die Fluoreszenzlichtausbeute des verwendeten ZnS-Leuchtschirms nimmt mit zunehmender Masse der anregenden Ionen stark ab; sie ist bei der benutzten Beschleunigungsspannung von 9 kV z. B. für  $Ar^+$ -Ionen um den Faktor 100 geringer als für die Wasserstoff-Ionen<sup>3</sup>. Dieser Nachteil läßt sich vermeiden, wenn man

<sup>1</sup> E. SCHÖNHEIT, Z. Naturforsch. **15 a**, 841 [1960], nachstehende Arbeit.

<sup>2</sup> E. SCHÖNHEIT, Z. Naturforsch. **11 a**, 819 [1956].

<sup>3</sup> C. F. EVE u. H. E. DUCKWORTH, Canad. J. Phys. **36**, 104 [1958].